质子超导同步回旋加速器再生引出系统设计研究[1]

林鹏太，李智慧*

（辐射物理及技术教育部重点实验室，四川大学原子核科学技术研究所，四川 成都 610064）

摘要：超导同步回旋加速器具有超小型结构，造价更低，更适合应用于医院环境使用的质子治疗系统。相比于现在的质子治疗系统，应用了超导同步回旋加速器的质子治疗系统单次进行肿瘤治疗的费用更低，具有巨大的应用前景，因此取得许多加速器研发机构和企业的高度重视。再生引出系统是超导同步回旋加速器的关键系统，也是超导同步回旋加速中设计的关键和难点。本文针对一台质子治疗用 230MeV 质子超导同步回旋加速器开展了再生引出系统设计。由于再生引出系统与主磁场紧密相关，文章第一部分先开展了主磁铁的设计，并给出相关的动力学计算结果。现有的回旋加速器设计程序并没有针对同步回旋加速器再生引出系统的设计功能，故本文开发了能够进行再生引出系统设计的程序。设计结果显示 230 MeV 质子超导同步回旋加速器再生引出系统的设计满足引出要求，可以为超导同步回旋加速器其他系统的设计及工程建造提供参考。

关键词：超导同步回旋加速器；超小型结构；再生引出系统设计；主磁铁设计；

0 引言：

传统的放疗手段利用光子束辐照肿瘤组织，然而光子束辐照人体时在人体中沉积的能量随穿透深度的增加而减小，这种能量沉积特点使光子在穿透路径上沉积的能量更多，而在肿瘤区沉积的能量更少，因此传统放疗手段存在严重副作用。质子束在人体中沉积的能量与速度的平方成反比，主要沉积在射程末端形成剂量“布拉格峰”，因此可以控制质子的能量和轨迹，使质子放射剂量精准沉积在肿瘤区，可极大降低副作用[1-2]。

同步加速器、等时性回旋加速器和同步回旋加速器是目前质子治疗系统采用的主要

基金项目：本文系国家自然科学基金资助项目(11375122 和 11875197)的研究成果之一
作者简介：林鹏太(1998-)，男，江西抚州人，硕士研究生，从事加速器物理研究: E-mail: linpengtai@stu.scu.edu.cn
†通信作者：李智慧，E-mail: lizhihui@scu.edu.cn

加速器类型。这三者中，同步加速器的尺寸相对较大、造价高，限制了其的推广使用；等时性回旋加速器由于结构紧凑，造价较低，是目前商用质子治疗系统的主流加速器类型；同步回旋加速器工作在脉冲状态，其平均流强要远小于回旋加速器。但是同步回旋加速器磁铁结构简单，当采用超导技术时，其尺寸和重量会得到大幅度减小，使得其可以直接安装在旋转机架上，从而大大降低束流传输系统的建造成本，使其成为质子治疗用加速器的有力竞争者。国内外开展了很多关于超导同步回旋加速器的设计和研制工作[3-7]，其中Mevion[8]已经实现了超导同步回旋加速器质子治疗系统的商业化生产。

束流引出系统是超导同步回旋加速器的关键系统，也是超导同步回旋加速器设计的关键技术难点。一方面，超导同步回旋加速器加速粒子的过程中，射频电场频率需要根据粒子回旋频率的改变而改变，射频腔体的品质因数相对于固定频率的腔体要低得多，导致其加速电压相对较低；另一方面，超导同步回旋加速器工作在 5T 左右的强磁场中。这两者导致超导同步回旋加速器的轨道圈间距很小，很难采用传统的静电偏转器作为引出方式[9]；同时很强的主磁场会造成负离子的剥离损失，因此剥离引出也不适和应用于超导同步回旋加速器，超导同步回旋加速器一般都只能加速正离子。再生引出是上世纪五十年代提出的针对同步回旋加速器的一种引出方案，这种方案最终被 Couteur Le[10-11]发展完善，并且成功应用于 IBA 230 MeV 质子超导同步回旋加速器[12]和 Mevion S250i 质子加速器[8]。本文将针对一台 230 MeV 应用于质子治疗的超导同步回旋加速器，对其再生引出系统进行了系统的动力学研究，并给出再生器的设计。

由于现有的回旋加速器设计程序并没有针对同步回旋加速器再生引出系统的设计功能，故开发了能够进行再生引出系统设计的程序。同时引出系统的设计和主磁场紧密相关，因此在文章的第一部分，我们将介绍这台超导同步回旋加速器的主磁铁设计，以及相关的轨道、动力学特性和加速器主要参数。文章第二部分将在此动力学程序和主磁场的基础上，提出针对这台加速器的再生引出系统的设计，结合轨道动力学，优化再生器的结构设计，最后给出满足要求的引出系统设计方案。

1　主磁场设计

超导同步回旋加速器的主磁场与经典回旋加速器类似，磁场关于中心旋转对

称性，同时关于中心平面 z=0 对称，磁极结构比等时性回旋加速器的扇形磁铁简单。为了减小加速器尺寸，参考 IBA 设计的 230 MeV 超导同步回旋加速器所采用的最大磁场强度，该同步回旋加速器的最大磁场确定为 5.71T，位于磁铁中心。根据带电粒子在旋转对称磁场中横向运动稳定性的要求[9]，超导同步回旋加速器的磁场从中心到磁极边缘随半径应逐渐减小，其磁场降落指数 n 必须满足 0<n<1。考虑到磁极的利用效率，在质子主要区域 n<<1。由于超导同步回旋加速器的加速电压一般较低，质子在加速器中运动的圈数较多，所以受到共振的影响较大。在主磁场设计中，应充分考虑共振对运动稳定性的影响[13]，使质子尽可能快得通过不可避免的共振线。本文在设计主磁场时考虑了五阶以内共振对质子运动的影响。当质子接近共振线时调整磁极面使磁场迅速减小，减小质子通过共振线的圈数，以最小化共振对质子运动的影响。经过优化，主磁铁 1/4 截面结构如图 1 所示。主磁铁主要参数见表 1。

表 1 主磁铁主要参数

Name	Numerical value
Pole radius/mm	530
Magnet yoke external radius/mm	1100
Magnet yoke internal radius/mm	750
Height/mm	1360
Cover plate thickness/mm	330
Magnetic pole gap/mm	128-68
NI/A	547×3000
Weight/Ton	34.61

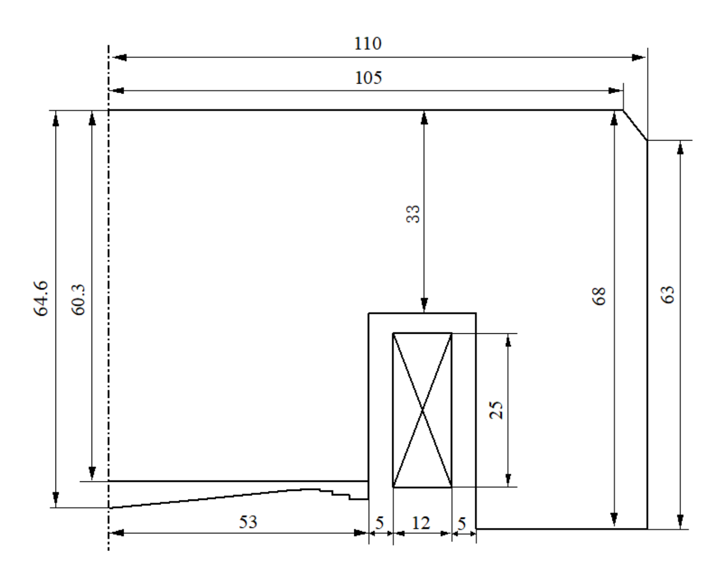


图 1. 主磁铁 1/4 截面结构图，单位为 cm

图 2 为通过 CST 模拟，得到的主磁铁中心平面平均磁场及磁场降落指数 n 随半径的变化曲线图。磁场沿半径的变化主要通过优化磁极面的结构实现。在磁铁中心，磁场为 5.71T；随着半径增加，磁场单调减小，在束流引出半径（r=44cm）处，磁场降低至 5.32T。磁场降落指数随半径有 3 次快速增加：在半径 8cm 内，磁场降落指数快速从 0 增加到 0.017，以增加质子束在垂直方向获得的聚焦力，从而提高质子束的俘获效率；在半径 26cm 至 37cm 范围之内，n 迅速从 0.026 增加至 0.065，目的是使质子迅速通过ν_z=1/5 和ν_z=1/4 共振线；磁极边缘处磁场降落指数迅速增加是由于漏磁导致。图 3 为质子在超导同步回旋加速器中的工作路径，其中斜线表示二维耦合共振，横线表示一维共振，红点表示从半径 0 至 44cm 范围内的工作点变化。半径大于 44cm 的区域为引出区，因此半径大于 44cm 的区域不需要考虑。考虑到增加再生器后产生随半径增加的磁场后，会使ν_r 增大、ν_z 减小，图 3 最后一个红点会从ν_z=1/3 共振线离开并移动至ν_z=1/4 附近，因此质子主要运动区域内，ν_z =1/4 共振线对质子的运动影响很小。由图 3 可知质子在加速器中受到耦合共振的影响较小，但会受到一维高阶共振的影响。ν_z=1/3 共振在磁极边缘区域，在质子主要运动区域之外，质子会迅速通过，对质子运动影响较小；ν_z=1/4 和ν_z=1/5 共振可能对质子束的运动产生影响，因此当质子运动至此共振区域时应降低磁场使质子尽快通过；更高阶的共振对质子束的影响较小，设计主磁铁时不需要考虑。当然，质子在磁场中运动的详细情况，还依赖于对质子运动的详细动力学分析。

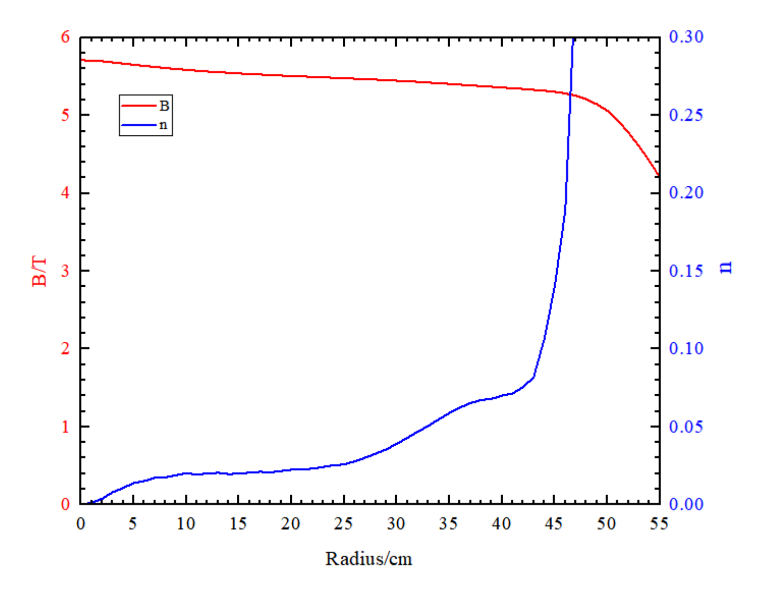


图 2 中心平面平均磁场和磁场降落指数 n 随半径变化图

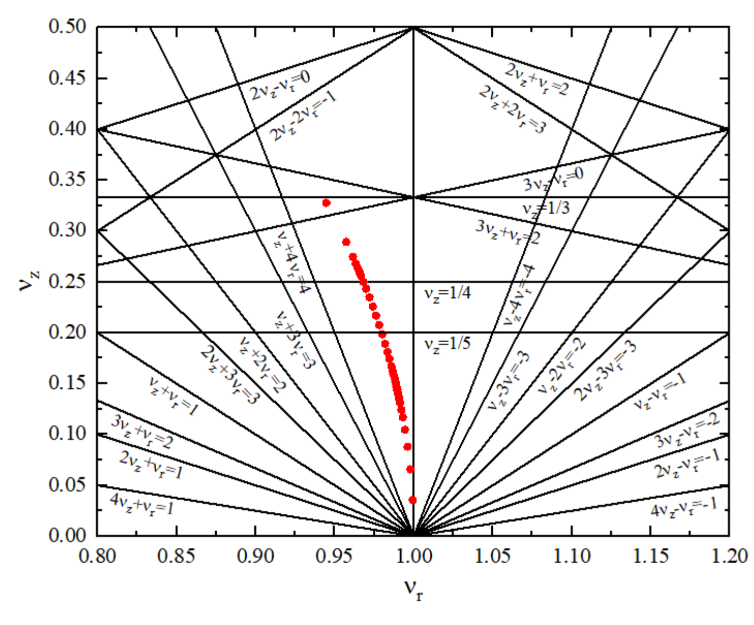


图 3 质子工作路径

2 横、纵向动力学分析

质子在电磁场中会受到洛伦兹力，其运动满足牛顿第二定律，即：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\vec{P} = \mathrm{q}\vec{E} + \mathrm{q}(\vec{v} \times \vec{B}) \tag{1}$$

其中，矢量$\vec{P} = \gamma m_0 \vec{v}$为质子的机械动量，$\vec{v}$为质子的速度，$\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$为相对论因子，$c$为真空中的光速，$m_0$为质子静止质量。$\vec{E}$为质子所在位置的电场强度矢量，$\vec{B}$为质子所在位置的磁感应强度矢量，q表示质子电荷量。

虽然目前的三维电磁场计算软件可以得到精度很高的三维磁感应强度分布，但是考虑到实际磁场测量中只能获得磁极中心平面上的二维磁场分布，所以在回旋加速器及同步回旋加速器的轨道计算中，通常都是根据磁场的对称性，利用中心平面的二维磁场分布，来获得磁场在三维空间的分布[13]，即

$$B_z(r,\theta,z)=B_z(r,\theta)-\frac{1}{2}z^2(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\theta^2})B_z(r,\theta)+0(z^4) \tag{2}$$

$$B_r(r,\theta,z)=z\frac{\partial}{\partial r}B_z(r,\theta)+0(z^3) \tag{3}$$

$$B_\theta(r,\theta,z)=\frac{z}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}B_z(r,\theta)+0(z^3) \tag{4}$$

其中$B_z(r,\theta)$为中心平面上的二维磁场分布。r,θ,z为粒子在以磁极旋转对称轴为z轴，以磁铁中心为原点的柱坐标系中的坐标位置。以上三维磁场表达式只保留了偏离中心平面位置z的平方项，如果需要更高精度，可以采用类似的方法展开到z的更高阶。本文设计中，考虑到在引出区域，非线性效应的影响，在粒子轨道计算程序中，磁场展开至z的平方项足够使用。

同步回旋加速器中，粒子只在加速间隙受到电场的作用。该电场可以通过谐振腔的数值计算来得到中心平面上的电场分布，然后利用与磁场类似的方法，得到电场的三维分布。

2.1 横向动力学分析

在不考虑引出系统影响的情况下，同步回旋加速器中粒子的轨道比较简单，其静态平衡轨道为圆，非参考粒子围绕静态平衡轨道振荡，振荡频率由磁场降落指数决定。在线性近似下，其轨道满足：

$$\frac{d^2z}{d\theta^2}+nz=0 \tag{5}$$

$$\frac{d^2r}{d\theta^2}+(1-n)r=0 \tag{6}$$

其中z表示粒子相对于中心平面的位移，r表示粒子相对于参考粒子的位移，θ表示方位角，n为磁场降落指数。通过方程(5)(6)可知非参考粒子在r、z向的振荡频率分别为$\sqrt{1-n}$和$\sqrt{n}$。

周期系统的周期传输矩阵为：

$$\begin{bmatrix} \cos\mu & \beta\sin\mu \\ -\gamma\sin\mu & \cos\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(2\pi\sqrt{K}) & \dfrac{\rho\sin(2\pi\sqrt{K})}{\sqrt{K}} \\ \dfrac{-\sqrt{K}\sin(2\pi\sqrt{K})}{\rho} & \cos(2\pi\sqrt{K}) \end{bmatrix} \tag{8}$$

为进行多粒子模拟分析，横向匹配束流需通过周期传输矩阵(8)计算，当矩阵(8)表示径向传输矩阵时K=1-n，表示垂直方向传输矩阵时K=n。不难得出β=1/γ，$\beta = \rho/\sqrt{K}$，结合磁场参数，可以计算半径ρ处横向匹配束流的相椭圆参数满足：$\beta_r = r_{max}/r'_{max} = \rho/\sqrt{1-n}$，$\beta_z = z_{max}/z'_{max} = \rho/\sqrt{n}$。

我们利用自己编写的程序，对粒子运动轨道进行计算。程序采用四阶龙格库塔算法，以时间为自变量，磁场采用式（2）、（3）、（4）展开方式获得，$B_z(r,\theta)$关于r、θ的一阶和二阶导数通过差分方式求得，角向和径向步长分别取 1 度和 1cm，如果计算步长过小或者过大都会产生较大误差。

粒子自由振荡频率随半径变化如图 4 所示，图中点线表示的振荡频率由轨道计算程序计算得出，计算时先确定质子静态平衡轨道，然后在静态平衡轨道的基础上改变质子横向位移或速度方向，分别计算质子径向和垂直方向的振荡频率随半径的变化关系；实线表示的振荡频率是对中心平面平均磁场随半径变化的数据采用差分算法直接计算得出。由图可知轨道积分所获得的横向自由振荡频率与理论值符合得非常好，说明程序计算精度满足要求。虽然磁场展开到了z的二次项，但由于磁场的对称性，粒子横向速度相对角向速度要小得多，所以非线性效应并不明显。

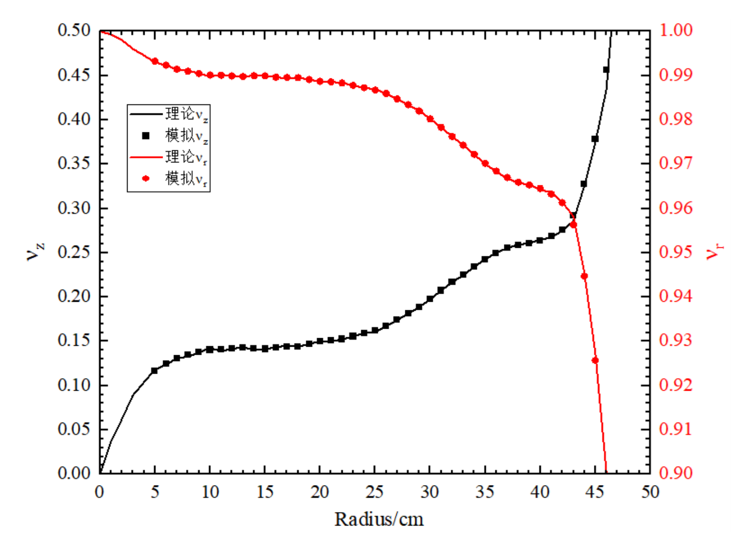


图 4 质子振荡频率随半径变化

2.2 纵向动力学分析

纵向动力学计算时，我们假定加速间隙宽度为 1cm，加速间隙之间的电场为均匀分布，并随时间按下式变化：

$$\vec{E}(t) = E_0 cos\left(\omega_{rf}(t)t + \varphi_s\right)\vec{e}_\theta \tag{7}$$

其中，E_0为加速间隙的电场强度峰值，其数值上等于加速电压峰值与加速间隙宽度的比值。ω_{rf}为加速电场的角频率，φ_s为粒子加速电场初始相位，即参考质子平衡相位。由于整个加速过程中相位滑移系数$\eta=\alpha_c-1/\gamma^2$恒大于 0，则平衡相位φ_s必须大于 0。

假定参考质子同步相位为 30 度，加速电压为 20kV，使参考质子经过加速间隙获得恒定的能量增益。编程时以时间t作为独立变量，计算的时间步长在 10^{-13}s 至 10^{-10}s之间，步长为非恒定值。通过计算参考质子每次达到加速间隙中心的时间，然后参考质子从第一次达到加速间隙中心直至最后引出时加速电场的相位应依次为π/6、pi/6+π、pi/6+2π……，如此便可获得电场相位随时间的变化关系。程序计算时不能够直接获取参考质子刚好到达加速间隙中心的时间，实际计算时先获取质子经过加速间隙中心的前一个时间点和后一个时间点，然后通过线性插值计算参考质子刚好到达加速间隙中心的时间。通过式(7)可知电场相位随时间变化的一阶导数就是电场频率随时间的变化关系。参考质子运动频率和经过加速间隙时的电场相位随时间的变化如图 5 所示，图 5 显示参考质子从半径 5cm加速到49.5cm的运动过程，半径超过 49.5cm后质子基本已经被引出因此不需要考虑后续运动。由图可知参考质子从半径 5cm加速到 49.5cm需要约 0.106ms，高频频率从 85.86MHz减小至 60.61MHz，电场相位从pi/6 增加至pi/6+15249π，一共旋转了7624.5 圈。

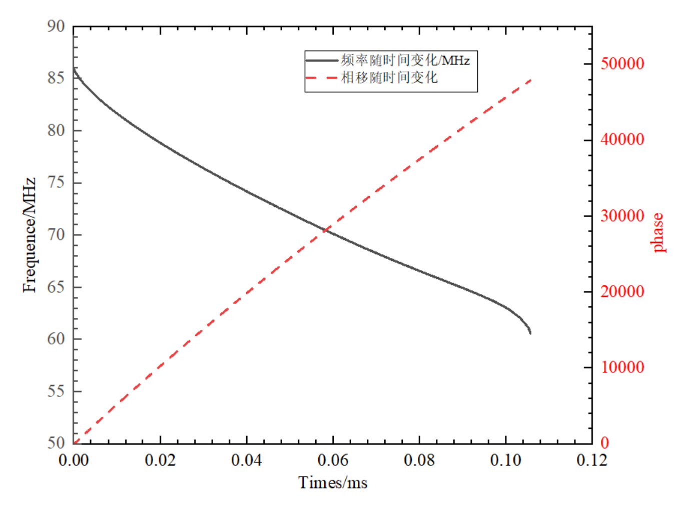


图 5. 参考轨道质子运动频率随半径和时间变化关系

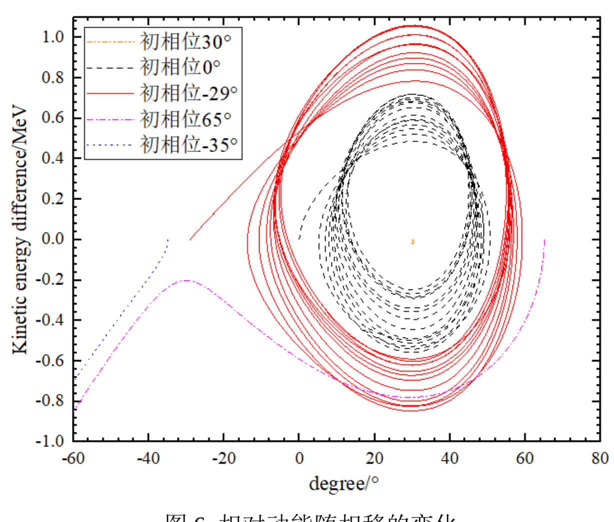


图 6. 相对动能随相移的变化

图 6 为 5 个质子分别以初相位 30 度、0 度、-29 度、65 度和-35 度进入加速电场后与参考质子的动能差值随相位的变化关系，由图可知以参考相位 30 度进入加速电场的质子动能偏移量几乎为 0；以相位 0 度进入加速电场的质子虽然偏离平衡相位，但能随参考质子加速至最后，整个加速过程中其相位围绕平衡相位 30 度振荡并加速至最后，最大动能偏移量大约为 0.7MeV；以相位-29 度进入加速电场的质子其相位围绕平衡相位 30 度振荡并随参考质子加速至最后，最大动能偏移量大约为 1.05MeV；进入加速电场的相位分别为 65 度和-35 度的两个质子，最终会进入减速区域并损失掉，说明处于相位稳定区域之外。经过以上分析，不难看出非参考质子进入加速电场的相位与参考相位差越大，则运动过程中非参考质子与参考质子的动能离散程度越大。由图可知当平衡相位为 30 度时相位稳定区域在-30 度至 60 度之间，只有进入相位稳定区域的质子才会随参考质子加

速至最后，没有进入相位稳定区域的质子则最终会丢失。

多粒子模拟的相空间随加速圈数的变化情况如图 7 所示。考虑到引出时要求径向圈间距大于 1.5cm，同时加速腔对束团垂直方向振幅的约束，取初始束团径向尺寸为 1.4cm，垂直方向束团尺寸为 2cm。束团从半径 5cm处开始进入加速间隙，初始横向相空间满足：$\beta_r=r_{max}/r'_{max}\approx0.0503$，$\beta_z=z_{max}/z'_{max}\approx0.4226$。束团进入加速电场的相位为 5 度至 55 度之间，初始束团的动量散度为 5‰。(a)为初始时刻半径 5cm处径向、垂直方向(横向)的匹配相空间分布以及纵向相空间分布。(b)为束团运动至 22.9cm（运动 2000 圈）处横纵向相空间分布。(c)为束团运动至 33cm（运动 4000 圈）处横纵向相空间分布。(d)为束团运动至引出区域半径 45cm（运动 6700 圈）处横纵向相空间分布。由图可知质子束在加速过程中横向相空间始终是一个正椭圆，这是由于束团在同步回旋加速器中始终受到均匀聚焦力的作用；束团径向束流尺寸变化不大，这是由于整个运动过程中径向振荡频率ν_r变化很小；垂直方向束流尺寸从起始的 2cm减小至 1.1cm，这是由于整个运动过程中垂直方向的振荡频率ν_z变化较大；整个加速过程束团的横向夹角都在不断减小，径向和垂直方向的最大夹角从起始的 139mrad和 23.66mrad减小至 14.84mrad和 4.98mrad；质子束纵向动量散度随运动圈数增加而减小，从起始最大 5‰减小至 1.8‰，整个运动过程中所有质子的相位始终围绕平衡相位 30 度振荡，纵向动量散度围绕 0 振荡。整个运动过程中没有质子丢失。

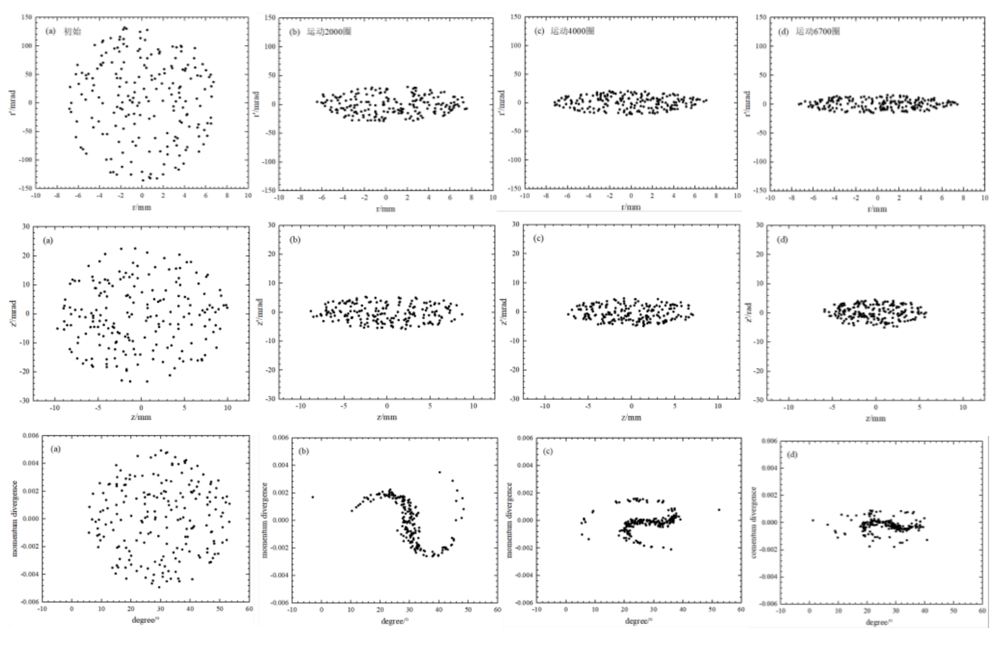


图 7. 多粒子的相空间随运动圈数变化

基于以上分析，最终可以确定 230 MeV 质子超导同步回旋加速器的主要参数，见表 2。

表 2 230 MeV 质子超导同步回旋加速器主要参数

Name	Numerical value
Central magnetic field/T	5.71
Extraction magnetic field/T	5.32
Pole radius/mm	530
Extracted beam energy/MeV	230
RF frequency /MHz	85.8-60.5
Acceleration voltage /kV	20
Balanced phase/°	30

3 再生引出系统设计

超导同步回旋加速器加速电场幅值为 20kV，轨道计算程序依据本文的设计参数得出参考质子运动圈间距仅为 40μm 左右，使用偏转电极作为引出器，大量质子束将会撞击偏转电极造成束流的损失，因此不能使用偏转电极作为引出器。超导同步回旋加速器一般使用再生器引出束流，其原理是在磁极边缘垫补局部铁块，产生沿半径非线性增加的磁场，利用$\nu_r=1$共振使质子经过再生器后轨道中心向一个方向移动，同时经向圈间距增加，垂直方向仍然维持稳定运动。一般认为参考质子径向圈间距大于 1.5cm、垂直方向维持稳定运动，质子加速至 230MeV 时具有足够的径向和垂直方向稳定区域，则认为再生器设计合理。

不加再生器时质子在加速过程中会遭遇$\nu_r=2\nu_z$共振，受到$\nu_r=2\nu_z$共振的影响质子径向运动和垂直方向运动将发生能量交换，很可能发生径向振荡振幅减小而垂直方向的振荡振幅增加，从而造成质子束的损失，因此再生器的放置思路应是在质子进入此共振之前将质子束引出加速器外。再生器的设计是再生器结构调整与动力学计算之间反复迭代计算的过程。再生器垫补过程中随着再生器垫补厚度的增加，再生器产生的磁感应强度增加，参考质子的运动圈间距也随之增加；当再生器的垫补厚度超过一定范围以后，参考质子的运动圈间距虽然继续增加，但

其垂直方向运动振幅也会迅速增加直至撞击磁极而损失。再生器的设计应当满足质子符合引出要求的同时，尽可能增加再生器的间隙使尽可能多质子通过。经过不断迭代计算确定再生器最终结构，图 8 为再生器最终结构中心沿径向的 1/4 截面图和再生器半径 48.5cm 处沿角向截面图，红色轮廓表示再生器的截面图，再生器结构主要参数见表 3。

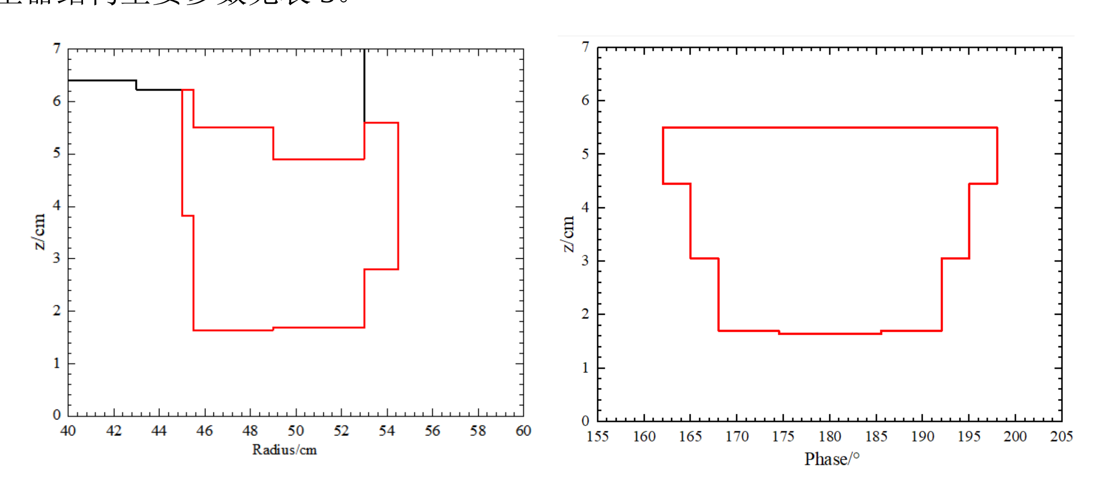


图 8. 再生器径向 1/4 截面图和再生器角向截面图

表 3 再生器主要参数

Radius/cm	36°	30°	24°	11°
45-45.5	1cm	0.8cm	0.6cm	0
45.5-49	1.05cm	1.4cm	1.35cm	0.06cm
49-53	1.05cm	1cm	1.1cm	0.06cm
53-54.5	1.25cm	0.6cm	0.95cm	0

结合图 8 截面图和表 3 再生器主要参数可知再生器沿径向分成 45cm-45.5cm、45.5cm-49cm、49cm-53cm 和 53cm-54.5cm 四部分，用于调整磁场随半径的分布；沿角向可分成 11°、24°、30°、36° 四部分，用于减小再生器中心区域和边缘区域磁场凹陷引起的散焦作用。再生器半径为 45cm 至 45.5cm 范围之间，从远离中心平面至靠近中心平面分别由角宽 36 度 1cm 厚、角宽 30 度 0.8cm 厚和角宽 24 度厚 0.6cm 三块垫补铁块组成；再生器半径为 45.5cm 至 49cm 范围之间，从远离中心平面至靠近中心平面分别由角宽 36 度 1.05cm 厚、角宽 30 度 1.4cm 厚、角宽 24 度厚 1.1cm 和角宽 11 度 0.06cm 厚四块垫补铁块组成，其它再生器模块以此类推。图 9 为不加再生器中心平面平均磁场随半径分布、单独再生器产生的中心磁场随半径分布以及磁极增加再生器后沿再生器的中心磁场随半径变

化。图 10 为半径 48.5cm 处再生器磁场沿方位角的变化。

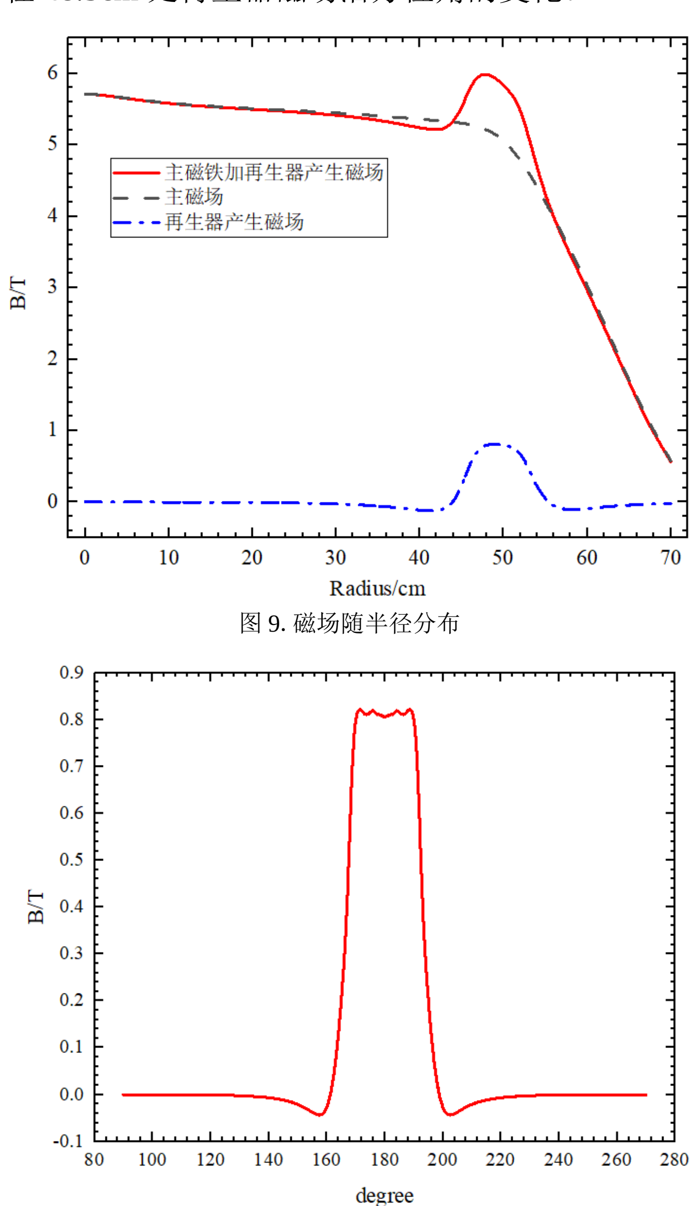


图 9. 磁场随半径分布

图 10. 再生器磁场沿角向分布

由图 9 可知再生器产生了一个 0.8T 左右的峰值磁场，同时在半径为 42cm 和 57cm 的位置磁场为-0.1T 左右，总磁场的峰值约为 5.98T。由图 10 可知再生器在方位角 158 度和 202.6 度的位置磁场为-0.04T 左右, 峰值磁场为 0.8T 左右。沿径向即将进入再生器的径向区域内和刚出再生器的半径区域内，再生器使这部分区域的磁场减弱，该区域凹陷磁场对质子垂直方向的运动产生散焦作用，因此在放置再生器时需要在小半径区域垫补少量铁块减小磁场的减弱。沿角向再生器的边缘和中心区域也会产生磁场凹陷，该部分凹陷磁场也对质子垂直方向的运动也产生散焦作用，因此再生器的角向边缘需呈角向梯度分布，同时在中心区域垫补一

层薄铁块以减弱磁场凹陷。

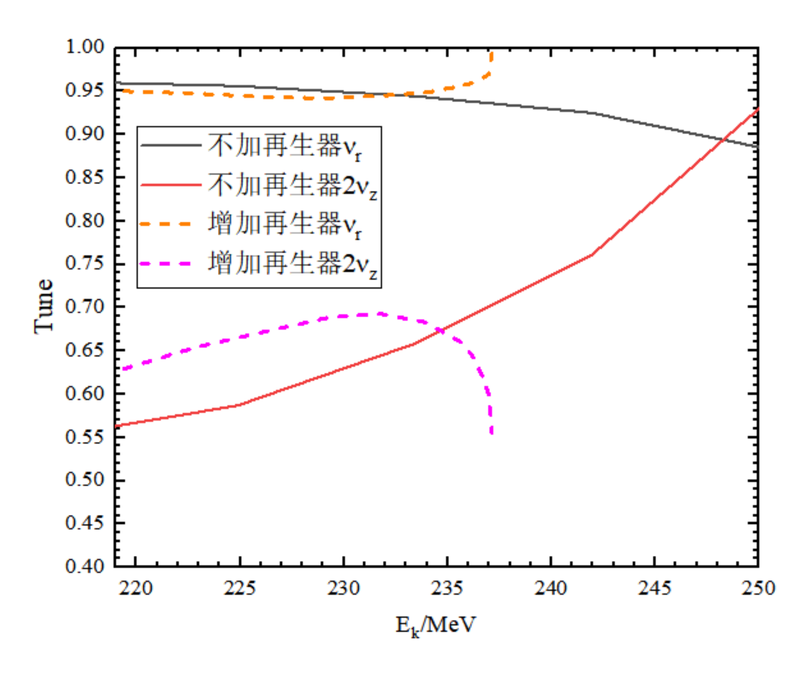


图 11. 振荡频率随参考质子动能的变化

再生器提供随半径增加的磁场，使ν_r增加到ν_r=2/2 共振的同时减小ν_z。图 11 为主磁铁不加再生器和增加再生器时ν_r和 $2\nu_z$随参考质子动能的变化关系。如图所示不增加再生器参考质子的动能在 248.2 MeV 时达到$\nu_r=2\nu_z$；主磁铁增加再生器后ν_r在动能为 237.1 MeV 时增加至 1，ν_z为 0.278，此时半径为 43.7cm，237.1 MeV 是质子可以达到的最大动能。

质子束的引出过程可以通过图 12 所示径向相点图理解。图 12 描述的是再生器放置在方位角 180 度处，质子运动经过方位角 180 度时r′随 r 的变化关系图。图 12 中描述了质子动能分别为 226.2 MeV、231.8 MeV、234.0 MeV、235.7 MeV 和 237.0 MeV 时径向稳定区域的边界，以及质子动能为 231.8 MeV 时两个不稳定轨道。图 12 中 r=0 表示质子起始运动半径，由图可知在质子动能为 231.8 MeV 时径向稳定区域为 3.5cm 左右，稳定区域之外的质子径向运动振幅将沿着渐近线呈指数增加。此外观察图 12 中不同动能的质子径向稳定区域边界可知随着质子动能的增加，质子径向稳定区域不断减小，当ν_r增加至 1 时质子的稳定区域减小至 0，此后所有质子将处于不稳定状态，径向圈间距迅速增加，因此ν_r=1 是质子可以达到的最大动能，同时最终引出的质子束存在一定的能量展宽。通过观察图 12 可知质子动能为 231.8 MeV 时的径向稳定区域足够俘获绝大部分内部质子束，所以该再生器可以加速质子束至 230 MeV。

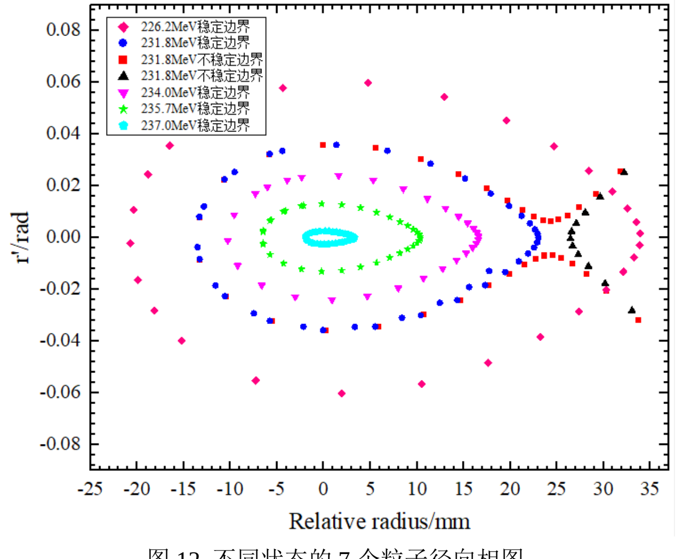


图 12. 不同状态的 7 个粒子径向相图

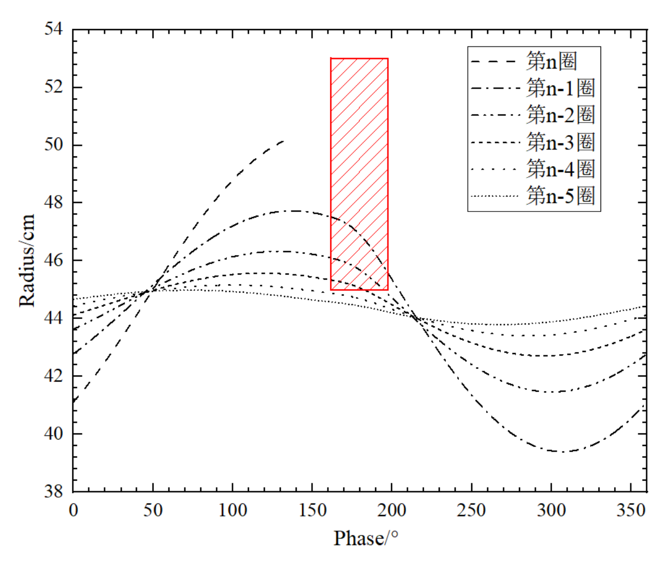


图 13. 参考质子运行最后 6 圈的半径随方位角变化

图 13 所示为参考质子最后 6 圈径向轨迹 r 随方位角θ的变化，其中方位角的变化范围是 0 度至 360 度，图中红色矩形框表示再生器位置。由图可知参考质子在方位角 101 度圈间距达到 1.5cm，此时径向位移 48.9cm，磁通道便可以在此后位置考虑放置。如果选择使用无源磁通道，无源磁通道将被主磁场磁化并对其周围磁场产生一定的影响。第一次放置磁通道后还需要对磁通道的位置进行轻微调整，因此磁通道的放置，也是位置调整与动力学计算之间反复迭代计算的过程。图 14 为质子从半径 5cm 运动至满足引出条件时垂直方向最后 51 圈的轨迹，质子垂直方向初始位移是 1cm，其他参数都与参考质子参数相同。整个运动过程中质子在半径较小位置垂直方向运动振幅减小，但接近再生器后垂直方向的运动振幅又被放大；整个运动过程中质子垂直方向的最大位移为 1cm，质子垂直方向稳定

运动。

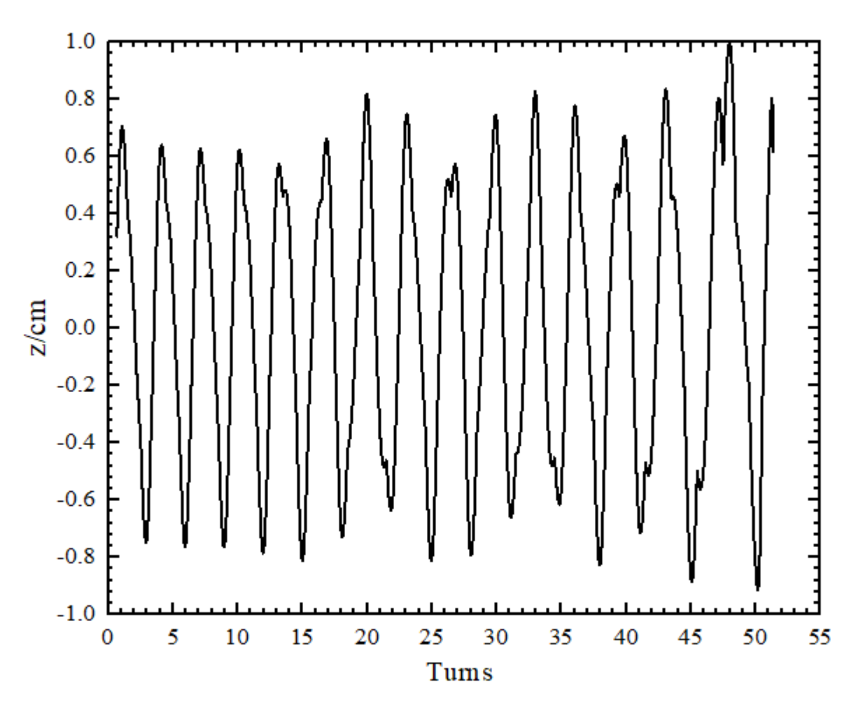


图 14. 质子最后 51 圈垂直方向的运动随运动圈数的变化

图 15 为主磁铁增加再生引出系统后多粒子模拟的相空间随加速圈数的变化情况。为提高程序计算速度同时不影响模拟结果，选择束团边界的质子进行模拟计算；半径小于 30cm 的范围，再生器对主磁场的影响很小可以忽略不计，因此选择束团从半径 30cm 开始进入加速电场。束团的径向和垂直方向尺寸与主磁铁多粒子模拟一样取 1.4cm 和 2cm，初始动量散度为 5‰，束团进入加速电场时的电场相位为 5 度至 55 度之间。初始横向相空间参数已调整至匹配。图中(a)为束团横向和纵向初始相空间分布，(b)为束团运动至半径 34.2cm 处（运动 1000 圈）横纵向相空间分布，(c)为束团运动至半径 37.7cm 处（运动 2000 圈）横纵向相空间分布，(d)为束团运动至 43cm 处（运动 3000 圈）动能为 235.7MeV 时横纵向相空间分布，之后由于径向稳定区域减小至 0，束团圈间距将迅速增加。由图可知在加速过程中相空间逐渐畸变，这是由于主磁铁增加再生器后磁场对束团的聚焦效果为非均匀聚焦；束团运动半径增加，相空间畸变越严重，束团运动半径大于 40cm 后相空间畸变特别明显；束团从半径 30cm 运动至 43cm 的过程中，横向尺寸和夹角并没有发生显著增加，纵向动量散度从起始最大 5‰减小至 2.8‰，纵向相位宽度所增加但都在稳定区域之内；整个运动过程中质子束运动稳定，且没有质子丢失，说明束团可以稳定加速至 235.7MeV。结合以上分析，主磁铁增

加再生引出系统后具有足够的径向和垂直方向稳定区域以加速内部质子束至235.7MeV。

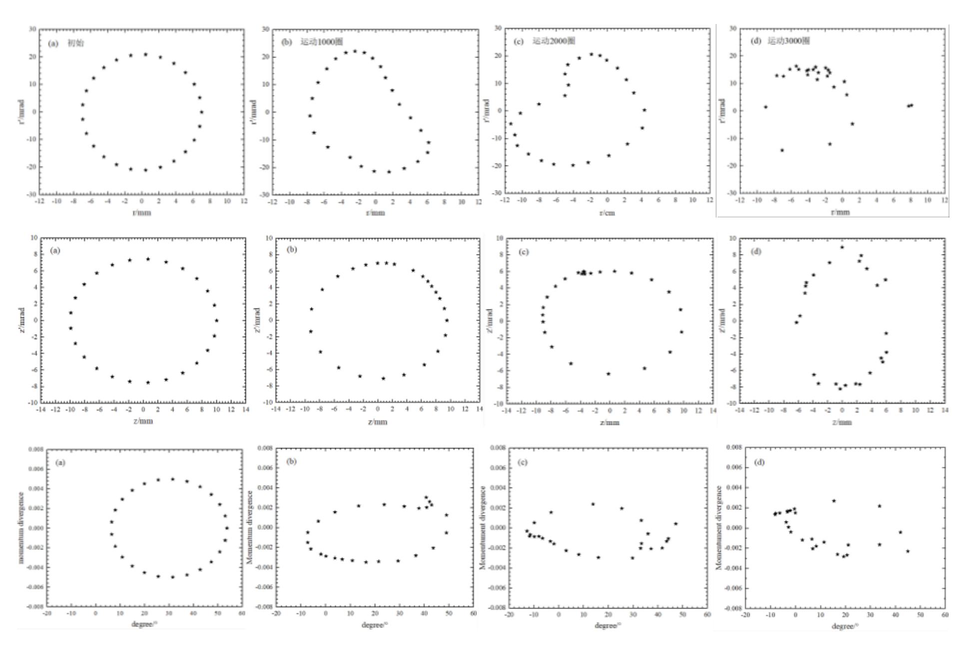


图 15. 多粒子模拟的相空间随运动圈数变化情况

图 16 为初始束团横向相空间分布，束团中心为半径 43cm，质子动能皆为235.7 MeV，r 向尺寸分别为 1.4cm 和 1.0cm，z 向的尺寸分别为 6mm 和 1cm，初始束团相空间参数已调整至匹配。假定磁通道入口位置为方位角 105 度，半径48cm 至 50cm，此处参考质子的圈间距为 1.7cm，图 16 所示初始束团运动至磁通道入口位置时的横向相空间分布如图 17 所示。图 17 中黑色矩形框表示磁通道入口的位置，r=0 表示半径 49cm，图 17 中显示的是初始束团相空间分别以 r_{0max}=7mm 和 z_{0max}=3mm、r_{0max}=7mm 和 z_{0max}=5mm、r_{0max}=5mm 和 z_{0max}=3mm 为初始参数，最后计算所得结果。由图可知束团在再生器的影响下 r 向和 z 向的尺寸和运动夹角均被放大；束团 r 向尺寸都基本差不多大，磁通道入口位置处 r 向最大位移分别为 9.5mm、10.0mm 和 9.7mm；束团 z 向尺寸放大较为明显，z 向最大振幅分别为 9.5mm、13.9mm 和 8.0mm，因此要想提高束团的引出效率，约束束团垂直方向的尺寸效果较明显。考虑到再生器的间隙约为 3.2cm，束团运动至 43cm 处时，z 向尺寸最好应维持在 5mm 以内。

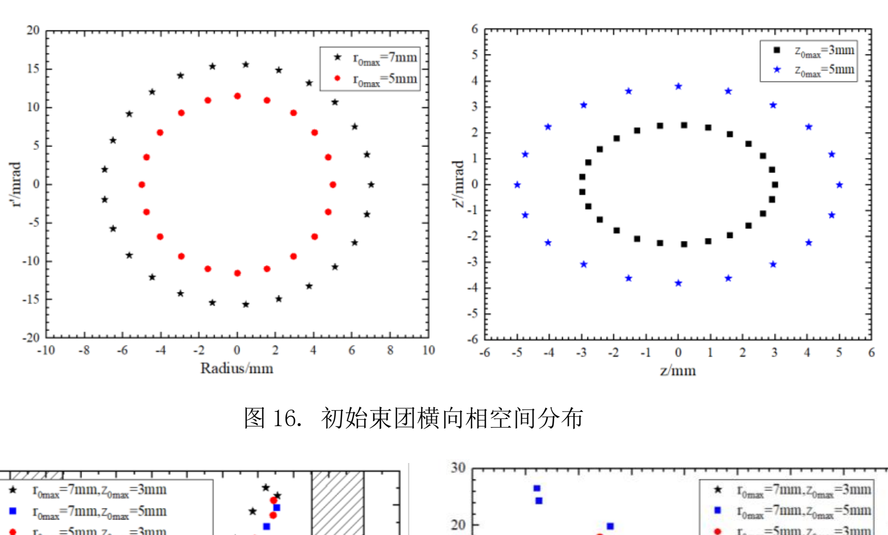


图 16. 初始束团横向相空间分布

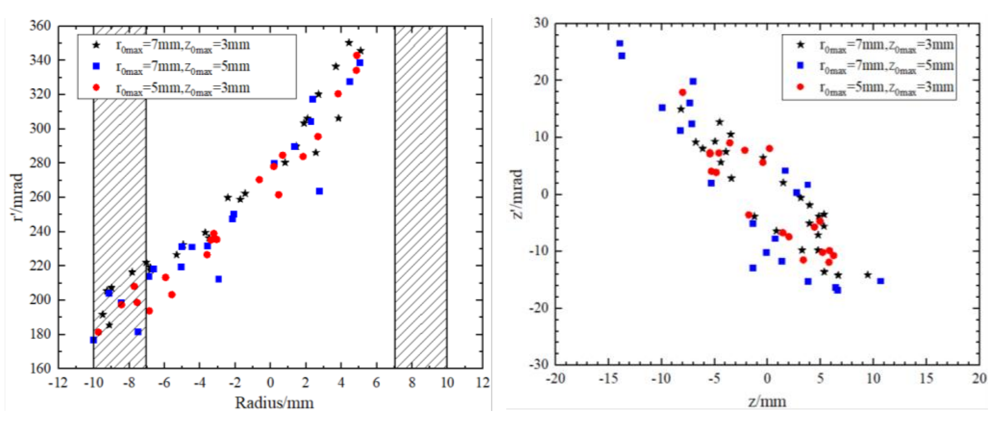


图 17. 束团运动至磁通道入口处横向相空间分布

4 结论

本文针对 230MeV 质子超导同步回旋加速器开展了再生引出系统的设计研究，由于再生引出系统与主磁铁紧密相关，也给出了主磁铁的设计研究。现有的回旋加速器设计程序并没有针对同步回旋加速器再生引出系统的设计功能，所以本文开发了能够进行同步回旋加速器再生引出系统设计的程序。本文设计的主磁铁极面结构相对简单同时关于中心平面旋转对称，目的是为了降低工程上的实现难度。动力学计算结果显示中心平面磁场满足径向和垂直方向聚焦条件，质子在加速过程中迅速通过共振区域可以正常加速到引出区域表明主磁铁的结构设计满足要求。利用程序跟踪参考质子最后几圈的运动状态，质子最后圈间距可以大于 1.5cm 同时垂直方向的运动仍然维持稳定。本文设计的主磁铁和再生引出系统具有足够的径向和垂直方向稳定区域，以加速内部质子束至动能 235.7 MeV；但随着质子束进一步向外运动，垂直方向的运动振幅放大较大，根据本文动力学计算结果显示，质子束加速至 235.7 MeV 时垂直方向的运动振幅最好维持在 5mm

以内；动力学计算结果显示磁通道入口处不可避免会造成质子束损失。根据再生器处的动力学模拟结果可知，通过限制加速器中心区域质子束垂直方向的振幅，可以减小质子束在再生器区域的损失，进而提高引出效率，同时减小质子束碰撞加速器结构导致的活化。

参考文献：

[1] MOHA RADHE, GROSSHANS DAVID. Advanced Drug Delivery Reviews, 2017, 109:26.

[2] BRADA MICHAEL, PIJLS-JOHANNESMA MADELON, DE DIRK. Journal of Clinical Oncology, 2007, 25(8):965.

[3] LI M, ZHANG T J. Annual Report of China Institute of Atomic Energy, 2013:15.

[4] YANG Jianjun, LI Ming, WANG Chuan, et al. Annual Report of China Institute of Atomic Energy, 2014:225.(in Chinese)
(杨建俊,李明,王川,等. 中国原子能科学研究院年报, 2014:225)

[5] WANG C, LI M, YIN M, et al. Annual Report of China Institute of Atomic Energy, 2014:226.

[6] WU X Y. Conceptual Design and Orbit Dynamics in a 250 MeV Superconducting Synchrocyclotron [D]. Michigan: Michigan State University, 1990.

[7] KLEEVEN W, ABS M, FORTON E, et al. The IBA Superconducting Synchrocyclotron Project S2C2[C]// Proceedings of the 20th International Conference on Cyclotrons and their Applications, September 16-20, 2013, Vancouver, BC, Canada. Switzerland: JACOW Publishing, 2013.

[8] GREWAL S, AHMAD SAKAHUDDIN, JIN HOSANG. The International Journal of medical Physics Research and Practice, 2021, 48(4):1508.

[9] POWER WM, HENRICH LR, KERNS QA, et al. Review of Scientific Instruments, 1948, 19(8):506.

[10] COUTEUR LE. Proc. Phys. Soc. B, 1951, 64(12):1073.

[11] COUTEUR LE, LIPTON S. Philosophical Magazine Series 1, 1955, 46(383):1265.

[12] PEARSON E, ABS M, HENROTIN S, et al. Mapping of the New IBA Superconducting Synchrocyclotron (S2C2) for proton therapy [C]// Proceedings of the 20th International Conference on Cyclotrons and their Applications, September 16-20, 2013, Vancouver, BC, Canada. Switzerland: JACOW Publishing, 2013.

[13] Chen Jiaer. Fundamentals of Accelerator Physics [M]. Beijing: Peking University Press, 2012.(in Chinese)
(陈佳洱. 加速器物理基础[M]. 北京: 北京大学出版社, 2012.)

Design Study of 230 MeV Proton Superconducting Synchrocyclotron Regenerator extraction system[2]

Lin Pengtai, Li Zhihui†

(Key Laboratory of Radiation Physics and Technology of Ministry of Education, Institute ofNuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract: Superconducting synchrocyclotron has an ultra small structure, lower cost and is more suitable for use in proton therapy systems used in hospital environments. Compared with the current proton therapy system, the proton therapy system using the superconducting synchrocyclotron has a lower cost for single tumor treatment and has a huge application prospect, so it has been highly valued by many accelerator research and development institutions and enterprises. Regeneration extraction system is the key system of superconducting synchrocyclotron, and it is also the key and difficult point in the design of superconducting synchrocyclotron. In this paper, a regeneration extraction system was designed for a 230MeV proton superconducting synchrocyclotron for proton therapy. Because the regeneration extraction system is closely related to the main magnetic field, the design of the main magnet is carried out in the first part of this paper, and the related dynamic calculation results are given. The existing cyclotron design program does not have the design function of synchrocyclotron regenerative extraction system, so this paper develops a program that can design the regenerative extraction system. The design results show that the design of 230 MeV proton superconducting synchrocyclotron regeneration extraction system meets the extraction requirements, which can provide a reference for the design and engineering construction of other systems of superconducting synchrocyclotron.

Key words: superconducting synchrocyclotron; subminiature structure; design regenerator extraction system; design main magnet;

Foundation item: This paper is one of research result of the projects (11375122 and 11875197) supported by the National Natural Science Foundation of China

†**Corresponding author:** Li Zhihui, E-mail: lizhihui@scu.edu.cn